第 41 卷 第 2 期
2023 年 6 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 41, No. 2
Jun., 2023

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2023.02.03

I 型 X 射线暴和中子星周围物质的相互作用研究进展

刘燕梅[1]，潘元月[1]，李兆升[1]

(1. 湘潭大学 物理与光电工程学院 “恒星与星际物质”省高校重点实验室，湘潭 411105)

摘要： I 型 X 射线暴是发生在中子星小质量 X 射线双星表面的不稳定核燃烧过程。I 型 X 射线暴的辐射可对中子星周围的物质产生显著影响。文章回顾了 I 型 X 射线暴与中子星周围物质之间的相互作用的观测结果和理论解释，包括坡印亭-罗伯逊效应引起的吸积率增加、I 型 X 射线暴能谱中的吸收限特征、吸积盘反射、千赫兹准周期震荡信号的变化、冕冷却导致的硬 X 射线缺失等；此外，还介绍了 NICER 卫星相关观测的最新进展。

关 键 词： I 型 X 射线暴；吸积盘；冕

中图分类号： P142.6 **文献标识码：** A

1 引 言

中子星小质量 X 射线双星 (neutron star low-mass X-ray binary, NS LMXB) 由中子星和质量小于 $1M_\odot$ 的伴星组成。大多数 NS LMXBs 是暂现源，它们大部分时间处于宁静态，偶尔因吸积盘不稳定性产生 X 射线暴，发生大规模的中子星吸积过程。当落入中子星表面的吸积物质不断地压缩和加热星体时，可能引发核聚变。吸积率较高时，中子星表面的温度也较高，核聚变的比产热率 ($\epsilon_{\rm heat}$) 低于通过辐射冷却的比冷却率 ($\epsilon_{\rm cool}$)，核聚变过程稳定，吸积物质可以在中子星表面稳定燃烧；吸积率较低时 ($\epsilon_{\rm heat} > \epsilon_{\rm cool}$)，将触发不稳定的核燃烧，即 I 型 X 射线暴[1–3] (简称为 X 射线暴)；吸积率接近爱丁顿吸积率时，可能发生准稳态燃烧，该过程在光变曲线中表现为毫赫兹准周期震荡 (quasi-periodic oscillations, QPO)[4]。

观测上，X 射线暴表现为 X 射线光度突然增加，辐射流量将高于暴前的 10 ~ 100 倍[5, 6]，光变曲线呈快速上升、指数形式下降的单峰结构[7] (少数暴呈现多峰结构[8])。根据暴的持续时间长短，X 射线暴通常可以分为三类：第一类为典型暴[6, 9]，持续时间

收稿日期： 2022-05-18； **修回日期：** 2022-08-15

资助项目： 国家自然科学基金 (U1938107, 12130342)

通讯作者： 李兆升，lizhaosheng@xtu.edu.cn

几十秒，释放能量约 10^{32} J，燃料是纯氦或混合的氢和氦，重现时标 (连续两次暴的间隔时间) 一般为几小时或者几天，至今已观测到超过 7 000 个典型暴，主要由 BeppoSAX, Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE), INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL), Swift, the Neutron Star Interior Composition Explorer (NICER) 和 Hard X-ray Modulation Telescope (HXMT) 等卫星观测到。第二类为中等持续暴，持续时间一般为几分钟到 1 小时，辐射能量为 $10^{33} \sim 10^{34}$ J[10, 11]，能源可能来自更深层的纯氦燃烧，重现时标为几周或几个月[12]。第三类为超暴[13]，它们的持续时间达到小时量级，辐射能量约 10^{35} J，一般认为其产生于碳的不稳定燃烧[14, 15]，重现时标短为 10 d (源 GX 17+2) 长至 10.5 a (源 4U 1820−30)[16]。迄今为止，人们仅在 16 个源中探测到 27 个超暴[16, 17]。

NS LMXBs X 射线暴的辐射包括核燃烧产生的暴成分和吸积产生的持续辐射 (还可能包括吸积盘反射成分)。在使用 Xspec 软件拟合 X 射线暴能谱时，通常假设持续辐射的能谱形状和强度与暴前相同且保持稳定，并将其作为“背景”扣除 (包括吸积、空间 X 射线背景和仪器本底的贡献)，这种方法称为标准方法[6, 18–20]。大多数 X 射线暴辐射表现为中子星表面的热谱，在探测器能段范围内可以通过黑体谱进行较好拟合。黑体谱模型包括黑体温度 $kT_{\rm bb}$ 和归一化因子 $K = (R_{\rm bb}/d_{\rm 10\ kpc})^2$ 两个参数，其中 $R_{\rm bb}$ 是光球半径，d 为源到观测者的距离，以 10 kpc 为单位。通过时间分辨能谱的分析方法，人们发现 X 射线暴的辐射快速演化，能谱参数 $kT_{\rm bb} \approx 0.5 \sim 3$ keV, $R_{\rm bb} \approx 10 \sim 10^3$ km。当光球半径膨胀时，黑体温度与光球半径反相关，光度接近爱丁顿极限且保持不变，这类特殊的 X 射线暴称为光球半径膨胀暴 (photospheric radius expansion, PRE)[20]，其中，如果光球半径大于 10^3 km，则称为“超膨胀”暴[21]。

X 射线暴在短时间内释放出大量的软光子，会对中子星附近的吸积盘和冕等物质产生明显的影响。近年来，这种现象受到越来越多的关注，人们以 X 射线暴为探针，研究暴与中子星周围物质的相互作用。X 射线暴可以通过三种不同的物理机制影响吸积盘[22]：辐射压驱动吸积物质外流；引起所谓的坡印亭-罗伯逊效应 (详见 2.1 节)；释放的能量可能影响吸积盘的结构，改变盘的高度和表面密度，发生盘反射。X 射线暴和吸积盘相互作用的数值模拟表明，后两种效应主导暴对吸积盘的影响，导致盘的内半径增大，同时降低盘的密度和光学深度[23]。另外，X 射线暴辐射的低能光子对冕产生冷却作用，这种现象可以用以研究冕的结构与形成机制[24, 25]。本文第 2 章介绍和解释了 X 射线暴与中子星周围物质之间的相互作用；第 3 章介绍 NICER 观测的最新进展；第 4 章为总结和展望。

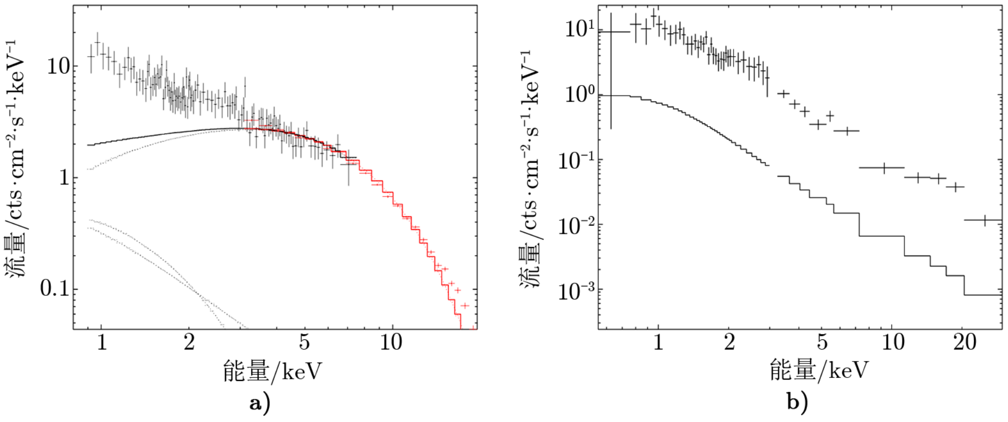
2 X 射线暴对中子星周围物质的影响

2.1 持续辐射改变

2.1.1 持续流量改变

利用 Chandra 卫星和 RXTE 卫星的联合观测数据，in’t Zand 等人[26]发现了吸积毫秒脉冲星 SAX J1808.4−3658 的一次 X 射线暴。图 1 a) 为应用黑体模型拟合的 X 射线暴能

谱，可以看到，能谱在低能和高能端都出现了明显的残差，而将暴前持续辐射增强 20 倍可以显著改进拟合结果。图 1 b) 中，X 射线暴总能谱扣除黑体成分后的残差与持续辐射的谱型非常接近，但强度不同，这也说明持续辐射在 X 射线暴期间会增强。



注：a) 显示了 Chandra (黑色点) 和 RXTE (红色点) 对 X 射线暴的观测，总模型用直方图表示，上面的虚线表示黑体成分，下面的两条曲线代表持续谱 (非暴) 的成分。b) 中黑色的点代表 X 射线暴能谱扣除掉黑体成分后的残差，直方图代表持续谱。

图 1　SAX J1808.4−3658 **的** X **射线暴能谱**[26]

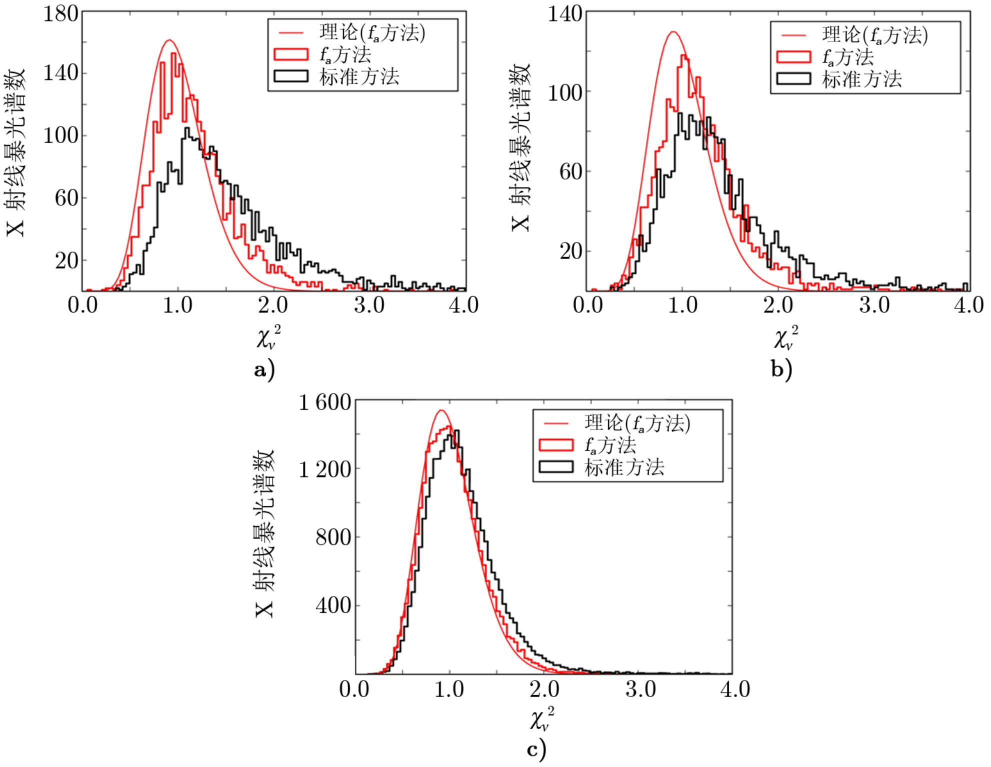
Worpel 等人[27]系统分析了 RXTE 观测到的 322 个 PRE 暴，提出 $f_{\rm a}$ 方法：假设在 X 射线暴期间持续谱的谱型不发生改变，只有强度发生改变。在拟合能谱时，仅扣除背景 (包括仪器本底和天空背景)，选择的拟合模型为：

$$S(E)=A(E)\times(B(E;\,T_{\rm bb},\,K_{\rm bb})+f_{\rm a}\times P(E))-b(E)\quad , \tag{1}$$

其中，$S(E)$ 是能量 E 的函数，A 是星际介质的吸收校正，$B(E;\,T_{\rm bb},\,K_{\rm bb})$ 是黑体谱，$P(E)$ 是持续辐射的模型，$b(E)$ 是背景。他们发现 $f_{\rm a}$ 模型能系统改进 PRE 暴的拟合结果。图 2 是 $f_{\rm a}$ 方法和标准方法的能谱拟合质量对比，从图中拟合能谱的残差分布可看出，$f_{\rm a}$ 方法对 PRE 暴及非 PRE 暴均可给出高质量的拟合能谱。另外，两种方法对 PRE 暴的能谱拟合质量通常低于非 PRE 暴，且 PRE 暴的冷却尾部的拟合质量将低于非 PRE 暴；这可能意味着在光球返回中子星表面后的一段时间内，光球膨胀仍然影响吸积盘或光球[28]。

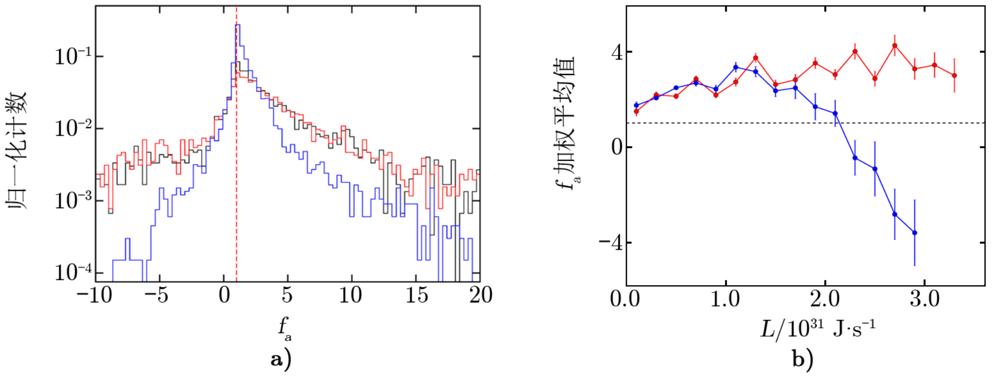
根据 PRE 暴的 $f_{\rm a}$ 分布 (如图 3 a))，Worpel 等人[27]发现大多数 PRE 暴中 $f_{\rm a}>1$，即持续辐射的强度通常会在暴期间增加。随后，他们发现 $f_{\rm a}>1$ 这种现象也普遍存在于非 PRE 暴中，但持续辐射增强的幅度低于 PRE 暴[28]。他们认为持续辐射的增强是由坡印亭-罗伯逊效应主导的，即辐射场对中子星周围的吸积物质施加了一个额外扭矩，使得这些物质在短时间内失去了角动量，从而导致瞬时的吸积率增加[29]。另外，在部分明亮的硬态 X 射线暴 (包括 PRE 暴和非 PRE) 中出现了 $f_{\rm a}<1$ 的现象，即 X 射线暴期间的持续辐射弱于暴前水平，这可能是由于 X 射线暴时的强辐射压暂时阻止了吸积盘的物质落入中子星表面[30]。

Ji 等人[30]研究了 X 射线暴期间持续流量的变化与持续辐射谱态的关系。利用 NS



注：a) 表示用标准方法和 $f_{\rm a}$ 方法对 PRE 暴的能谱拟合的残差分布，b) 表示两种方法对 PRE 暴的冷却尾部的能谱拟合的残差分布，c) 表示两种方法对非 PRE 暴的能谱拟合的残差分布。

图 2　标准方法和 $f_{\rm a}$ 方法拟合能谱的残差分布[28]



注：a) 表示 PRE 暴的光球膨胀阶段 (黑色)、收缩阶段 (红色) 和冷却尾部 (蓝色) 的 $f_{\rm a}$ 分布；b) 表示在硬态 (蓝色)、软态 (红色) X 射线暴中 $f_{\rm a}$ 的加权平均值随光度的变化。两图中的虚线都表示 $f_{\rm a}=1$。

图 3　$f_{\rm a}$ 的分布及随着 X 射线暴光度的变化[27, 30]

LMXB 4U 1608−52 的 20 次软态 X 射线暴 (其中 14 次 PRE 暴) 和 26 次硬态 X 射线暴 (其中 5 次 PRE 暴) 的样本，他们发现硬态 X 射线暴期间的 $f_{\rm a}$ 平均值为 3.2 ± 0.1，软态 X 射线暴期间的 $f_{\rm a}$ 平均值为 6.8 ± 0.3。此外，他们还对不同能谱态下 $f_{\rm a}$ 与 X 射线暴光度的关系进行了研究，如图 3 b) 所示，红色和蓝色的线分别代表软态和硬态时 $f_{\rm a}$ 的加权平均值变化。从图中可以看到，软态时，$f_{\rm a}$ 随 X 射线暴光度的增大而增大。硬态时，在 X 射线暴光度小于约 1.8×10^{31} J 的情况下，$f_{\rm a}$ 随光度的增大而增大；当光度大于这个阈值后，$f_{\rm a}$ 随光度的增大而减小。这些结果表明，X 射线暴期间的持续流量的变化依赖于谱态。辐射压和坡印亭-罗伯逊效应的净效果决定了瞬时的持续辐射是会增强还是被抑制，如果前者较强，中子星周围的物质将被吹走；反之，则会导致短时间内持续辐射增强。辐射压和坡印亭-罗伯逊效应均随距离的增加而减弱，且后者减弱得更快[31, 32]。这说明在 X 射线暴期间，物质离中子星越近，越易被星体吸积，离中子星越远，则易被吹走。在软态，吸积盘离中子星较近，坡印亭-罗伯逊效应起主要作用，这会导致持续辐射增强；在硬态，吸积盘在远处被截断，当 X 射线暴较弱时吸积物质被吸积到中子星表面，而当暴较强时被辐射压吹走[30]。

2.1.2　持续谱的谱型改变

$f_{\rm a}$ 方法仅限于衡量 X 射线暴期间的持续辐射的强度变化，当暴期间吸积率显著增强时，持续辐射的能谱参数也将随之改变。因此，除了探测 X 射线暴期间持续辐射的强度变化外，研究持续辐射能谱的形状受 X 射线暴的影响也有重要意义，这需要高质量的长时间曝光或宽能段观测数据。例如，Keek 等人[33]研究了 RXTE 对 4U 1636−536 超暴的观测数据，发现该源的持续辐射在暴期间增强了约 1.8 倍，且持续能谱的形状在超暴的影响下发生了变化，当暴结束时恢复到暴前状态。Degenaar 等人[34]利用 NuSTAR 分析了 4U 1608−52 的 X 射线暴对持续辐射的影响。他们通过能谱分析发现，在 X 射线暴期间源的持续辐射增强 5 倍左右，他们还应用非负矩阵分解法 (non-negative matrix factorisation, NMF) 对持续辐射的变化进行研究，该方法较之于 f_a 方法可以分离持续辐射和 X 射线暴成分，能够同时研究持续辐射的强度和谱参数的变化。NMF 分析的结果表明，持续能谱在 X 射线暴期间疑似有所软化，这可能源自于冕的冷却[34, 35]。

2.2　吸收限

X 射线暴期间不稳定的热核燃烧可将氢和氦转化为重元素灰烬。在较强的 X 射线暴中，辐射驱动的风可能将一些灰烬吹到光球层，X 射线暴释放的光子将光球层中的重元素光致电离，从而产生吸收限[21, 36]。当光球接近中子星表面时，观测到的吸收限能量受到中子星的强引力场作用，产生引力红移，表示为：

$$\frac{E_0}{E_{\rm e}}=1+z\quad,\tag{2}$$

其中，E_0 为中子星表面的吸收限能量，$E_{\rm e}$ 为观测到的吸收限能量，z 为引力红移。对于典型的中子星 (例如，$M=1.4\,M_\odot$，$R=10\,{\rm km}$，M 和 R 分别为中子星的质量和半径)，其表面的引力红移为 $z\approx0.3$。

在 RXTE/PCA 观测的超紧凑 X 射线双星 4U 0614+091 和 4U 1722−30 中的两个超膨胀暴中，in't Zand 和 Weinberg[21]发现暴的能谱与黑体谱有着明显的偏差，当加入吸收限成

分后，拟合质量显著提高。在 4U 0614+09 的超膨胀暴中，在光球收缩过程中，即光球从远离中子星到靠近中子星表面期间，吸收限能量 E_e 从 4.6 keV 增加到 8.5 keV。在此期间，光球半径大于 30 km，引力红移可以忽略，此时，随着光球的收缩和温度的升高，元素和电离态主导了吸收限能量的变化[21]；在 4U 0614+09 的冷却阶段，观测到的 8.5 keV 吸收限发生在中子星表面且被引力红移，其本征能量为 11 keV，接近 Ni 的类氢或类氦吸收限 (能量分别为 10.8 keV 和 10.3 keV)。在 4U 1722−30 的超膨胀暴中，当光球远离中子星时，吸收限能量为 11 keV；当光球回到中子星表面时，由于引力红移的影响，吸收限能量衰减为 $6 \sim 7$ keV。在 4U 1722−30 中，当光球远离中子星表面时，吸收限受到的引力红移效应可以忽略；当光球回落到中子星表面时，$E_e \approx (7 \pm 1)$ keV，与引力红移后 Ni 的类氢吸收限能量一致。

Kajava 等人[37]报道了吸积毫秒脉冲星 HETE J1900.1−2455 的 X 射线暴中吸收限的观测，在 PRE 阶段和冷却阶段，吸收限能量从 8.07 keV 下降到 7.62 keV。应用中子星大气模型的研究发现，在冷却阶段，中子星表面主要产生 Fe 的类氢吸收限，能量为 9.28 keV，观测到的吸收限能量与由中子星表面引力红移 ($z \approx 0.24$，假设 $M = 1.4\,M_\odot$, $R = 12$ km) 后的能量一致[37]。在 HETE J1900.1−2455 的 X 射线暴过程中，只有当黑体温度约小于 2.2 keV 时，吸收限才明显；这是因为在较高的黑体温度下，Fe 在中子星光球中被完全电离，仅在温度较低时，部分电离的 Fe 才能产生吸收限[38]。HETE J1900.1−2455 中吸收限能量 E_e 和光学深度 τ 的演化，以及它们对黑体温度的依赖，表明这些吸收限是在中子星光球层中产生，而不是通过吸积盘反射所产生[37]。

Li 等人[39]应用 RXTE 对 GRS 1747−312 中 PRE 暴的观测数据，发现了吸收限的存在。如图 4 所示，其能量从 9.45 keV 演化到约 6 keV，然后返回到 9.44 keV，在冷却尾部保持在 8 keV 左右。他们认为吸收限可能来源于类氢 Ni、Fe 或 Fe/Ni 混合物，能量由 9.45 keV 到 8 keV 的变化归因于引力红移的变化。他们提出通过吸收限测量中子星表面的引力红移，进而计算中子星的质量半径之比 M/R，表示为：

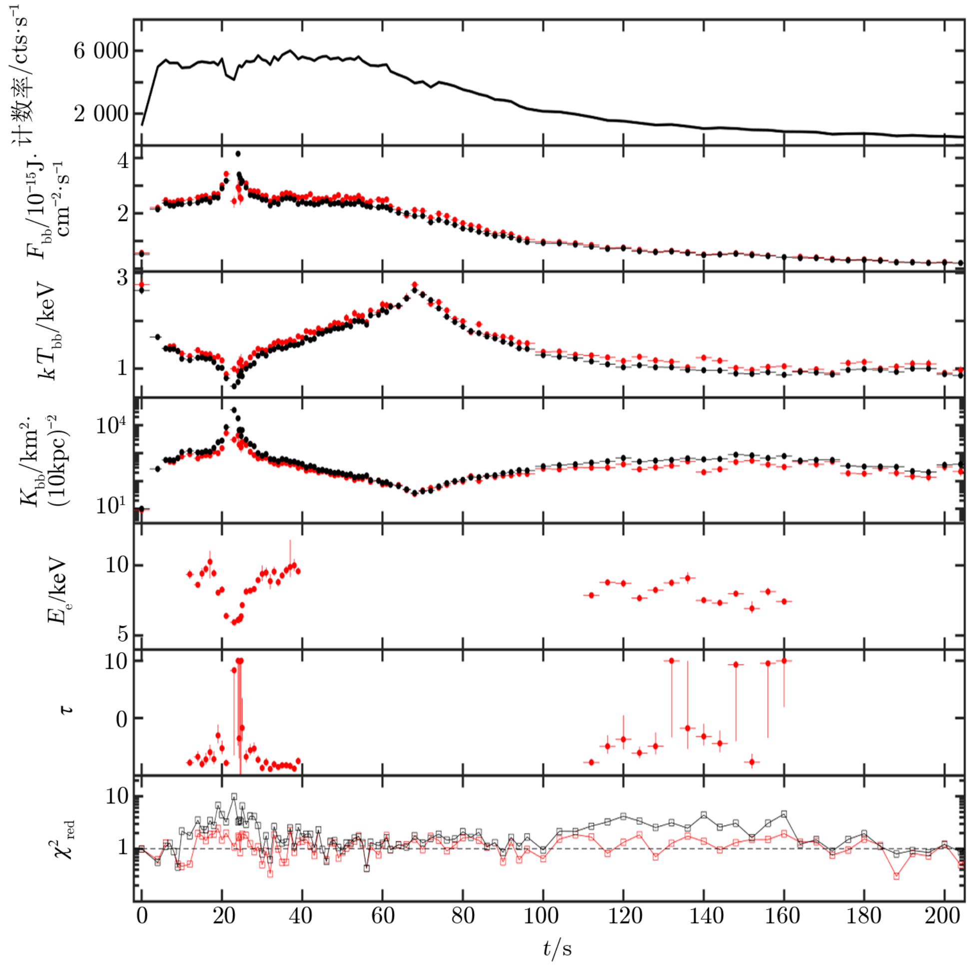
$$\frac{M}{R} = \frac{c^2}{2G}\left(1 - \frac{1}{(1+z)^2}\right) \quad , \tag{3}$$

其中，c 和 G 分别是光速和引力常数。结合由吸收限测量的引力红移、PRE 暴的峰值流量和冷却时光球面积的演化，Li 等人[39]通过计算发现：GRS 1747−312 的质量 $M < 1.8M_\odot$，半径 $R < 13.6$ km。

2.3 吸积盘反射

2.3.1 X 射线暴对吸积盘的影响

X 射线暴释放的光子注入吸积盘，将导致盘中铁元素的 K 层电子被电离，进而留下一个空缺，之后 L 层电子跃迁至 K 层，并释放 6.4 keV 的光子，同时产生典型的 Fe Kα 荧光发射线。RXTE 于 1999 年与 2001 年分别捕捉到 4U 1820−30 和 4U 1636−536 的超暴，均在 6.4 keV 附近发现了一条较宽的 Fe Kα 发射线，且在 $8 \sim 9$ keV 附近存在一条吸收限，这些成分可以由反射模型拟合，表明吸积盘反射了超暴的辐射[15, 33]。



注：从上到下，依次显示 X 射线暴的光变曲线、暴的流量、黑体温度、归一化常数、吸收限能量、光学深度和残差。黑点是使用黑体模型的拟合结果，红点来自黑体和吸收限模型。

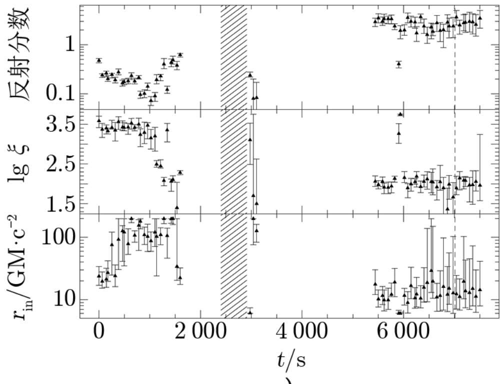
图 4　GRS 1747−312 的 X 射线暴能谱参数演化[39]

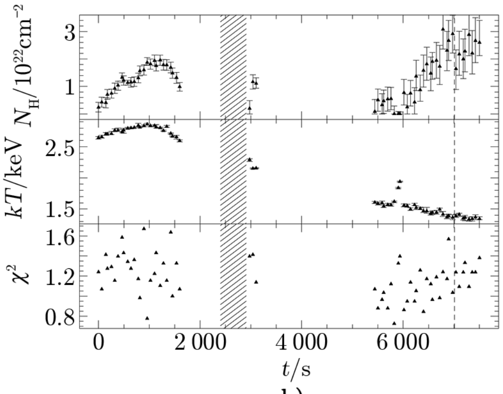
常用的光致电离反射模型是 bbrefl，它给出了由黑体照射恒定密度吸积盘的反射能谱[40]。为计入吸积盘的相对论展宽效应，一般将反射成分与 rdblur 模型卷积。卷积的反射模型拟合能谱能够获得反射分数 $f_{\rm refl}$，电离参数 ξ，吸积盘的内、外半径 $r_{\rm in}$ 和 $r_{\rm out}$，以及黑体温度 $kT_{\rm bb}$ 等参数。电离参数可表示为 $\xi = 4\pi F/n_{\rm He}$，其中 F 是照射在吸积盘上的 X 射线流量，$n_{\rm He}$ 是氦核粒子数密度。结合 $n_{\rm He} = \Sigma/m_{\rm He}H$ 和 $F = L/4\pi R^2$，电离参数可表示为[41]：

$$\xi \approx \frac{L m_{\rm He} H}{R^2 \Sigma} \quad , \tag{4}$$

其中，L 是光度，$m_{\rm He}$ 是氦核的质量，H 是吸积盘的高度，R 是光球半径，Σ 是吸积盘的表面密度。

Ballantyne 和 Strohmayer[41]利用 bbrefl 模型拟合了 4U 1820−30 超暴的时间分辨能谱，如图 5 所示，电离参数 ξ 在超暴的上升阶段较大，表明此时吸积盘存在显著的电离，随后 ξ 减小一个数量级以上，在暴结束时较小。4U 1636−536 超暴的电离参数也有类似的变化，在暴期间较大，在暴结束时较小[42]。电离参数会在超暴的峰值和尾部之间减小，原因是照射在吸积盘上的 X 射线流量的减少和吸积盘表面密度的增大。峰值后，吸积盘温度降低并收缩到原来的大小，盘表面密度增大，从而导致电离参数减小[41]。吸积盘的表面密度不仅会受到 X 射线暴流量的影响 (即在 X 射线暴峰值时明显较小，随着暴的衰减而增大)，而且还会受到辐射场和吸积盘物质之间的相互作用的影响，即辐射场可以降低吸积盘物质的角动量，使盘中物质减少，对应盘表面密度减小[41]。在图 5 中我们还能看到 4U 1820−30 超暴的反射位置的变化。在暴开始时，反射内半径 $r_{\rm in}$ 从 $20r_{\rm g}$ ($r_{\rm g}=GM/c^2$ 为中子星的引力半径) 增大到 $100r_{\rm g}$；在暴结束时，反射内半径又从 $100r_{\rm g}$ 回到 $20r_{\rm g}$[41]。4U 1636−536 超暴的能谱参数演化表明，最初反射发生在吸积盘的外边缘，但在暴尾，反射位置更接近盘的内边缘，这可能是由于吸积盘结构的变化[42]。另外，在 4U 1820−30 和 4U 1636−536 的两次超暴中，都观测到氢柱密度 $N_{\rm H}$ 的增加，并且在暴的峰值之后持续了很长一段时间[41, 42]。对于 4U 1820−30，$N_{\rm H}$ 的增加可能是由于在 PRE 阶段物质从光球层中喷出所致[41]，而 4U 1636−536 的超暴没有表现出 PRE，$N_{\rm H}$ 的增加则可能来源于超暴驱动的盘风[42]。



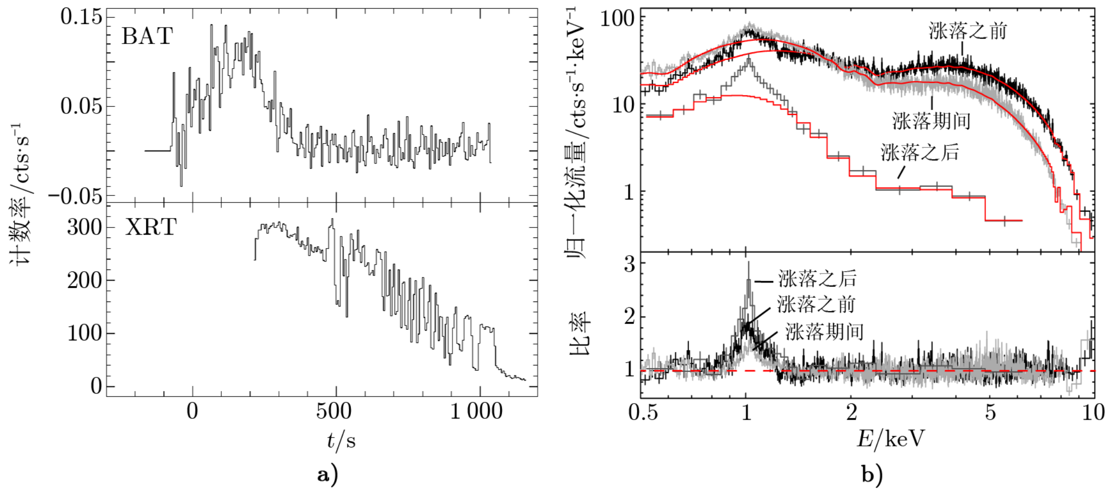


注：用反射模型拟合 4U 1820−30 中超暴的时间分辨能谱，a) 显示了时间分辨能谱中拟合得到的反射分数、电离参数的对数、反射内半径；b) 显示了氢柱密度、黑体温度和拟合残差。在阴影区域，反射模型不能很好地拟合能谱。

图 5　4U 1820−30 超暴的时间分辨能谱的参数演化[41]

除了超暴，在中等持续暴中也发现了反射特征。2012 年 Swift 在源 IGR J17062−6143 中检测到一次中等持续暴，如图 6 a) 所示，该暴尾部的光变曲线显示出强烈的涨落，表明这可能是一个超膨胀暴[43, 44]。图 6 b) 是 2012 年的中等持续暴能谱，可以看到，涨落前、涨落期间和涨落后的能谱都在 1 keV 附近显示出一条宽发射线。此外，在该暴的 $7\sim10$ keV 能段内发现了一些吸收线和吸收限[43]。2015 年，MAXI 和 Swift 在 IGR J17062−6143 中也观测到了中等持续暴，并且在其能谱的 1 keV 附近看到强发射线，两次暴中的发射线均被认

为是在距离中子星 10^2r_g 处产生的荧光 Fe L 线[43, 45]。



注：a) 2012 年 Swift 在 IGR J17062−6143 中观测到的中等持续暴的光变曲线，包括探测器 BAT 观测的光变曲线 (15 ~ 25 keV) 和探测器 XRT 观测的光变曲线 (0.3 ~ 10 keV)，光变曲线在约 460 ~ 1 050 s 期间显示出强烈的涨落。b) 该暴的能谱，包括涨落前 (黑色)、涨落期间 (浅灰色) 和涨落之后 (深灰色)的能谱，红色实线表示拟合模型。

图 6　IGR J17062−6143 的中等持续暴的光变曲线和能谱[43, 44]

2.3.2　光学暴和红外暴对吸积盘的影响

光学/红外暴是在光学/红外波段观测到的暴，一般认为是吸积盘和伴星对部分 X 射线暴光子进行后处理的结果。由于光的传播时间差和后处理效应，远距离观测者看到的光学/红外暴相对于 X 射线暴存在时间延迟。人们将光学/红外暴与 X 射线暴联系起来，研究 LMXB 的几何形状、轨道特征和吸积盘结构等。

Kong 等人[46]利用 RXTE 卫星和南非天文台 (South African Astronomical Observatory, SAAO) 的观测，在 GS 1826−24 中同时发现了 X 射线暴和光学暴。X 射线暴和光学暴持续了150 s，光变曲线均呈现快速上升、指数形式下降的结构。Kong 等人[46]发现光学暴相对于 X 射线暴延迟了 (3 ± 1) s，他们推断后处理是由吸积盘主导的。此外，时间延迟可以测量 GS 1826−24 的轨道周期，根据开普勒定律，如果假设中子星质量为 $1.4M_\odot$，伴星质量为 $0.1\sim1.1M_\odot$，那么光传播 2 ~ 4 s 对应的轨道周期为 1.6 ~ 5.5 h。另外，Paul 等人[47]利用 XMM−Newton 望远镜在 LMXB EXO 0748−676 中探测到大量与 X 射线暴几乎同时发生的光学暴。这些光学暴的光变曲线是先线性上升，再缓慢衰减的形状，部分暴出现指数衰减的形状。与 X 射线暴相比，光学暴存在时间延迟，平均值为 3.25 s。然而，光学暴的延迟时间、上升时间，以及光学转换因子 (暴的光学与 X 射线计数的比值) 等参数，都与轨道相位无相关性，这说明后处理不是发生在伴星的表面。另一方面，如果后处理发生在吸积盘，由于 EXO 0748−676 吸积盘的尺度为几光秒，那么光学暴在开始时就不会像该源中观测到的一些暴那样急剧上升。

Vincentelli 等人[48]在源 4U 1728−34 中发现了一次红外暴，该暴比 X 射线暴延迟了 (4.75 ± 0.5) s。由延迟的时间和两个暴的持续时间，Vincentelli 等人认为红外暴很可能来自伴星，而不是吸积盘，他们还利用光的传播时间差计算出了中子星和伴星之间的距离约为 10^6 km，推断了 4U 1728−34 的轨道周期大于 66 min。

2.4 kHz QPO 频率的变化

对 NS LMXB 的光变曲线进行傅里叶变换可以得到功率密度谱，在功率密度谱上具有一定宽度的峰，如果它的品质因子 $Q > 2$ ($Q \equiv v_0/\lambda$，其中 v_0 是峰值频率，而 λ 是半高全宽)，则称它为 QPO[49]。自 1996 年 RXTE 发射升空以来，在 NS LMXBs 中发现了 kHz QPO[50, 51]，其频率为 $300 \sim 1\,200$ Hz，通常在功率密度谱中成对出现。

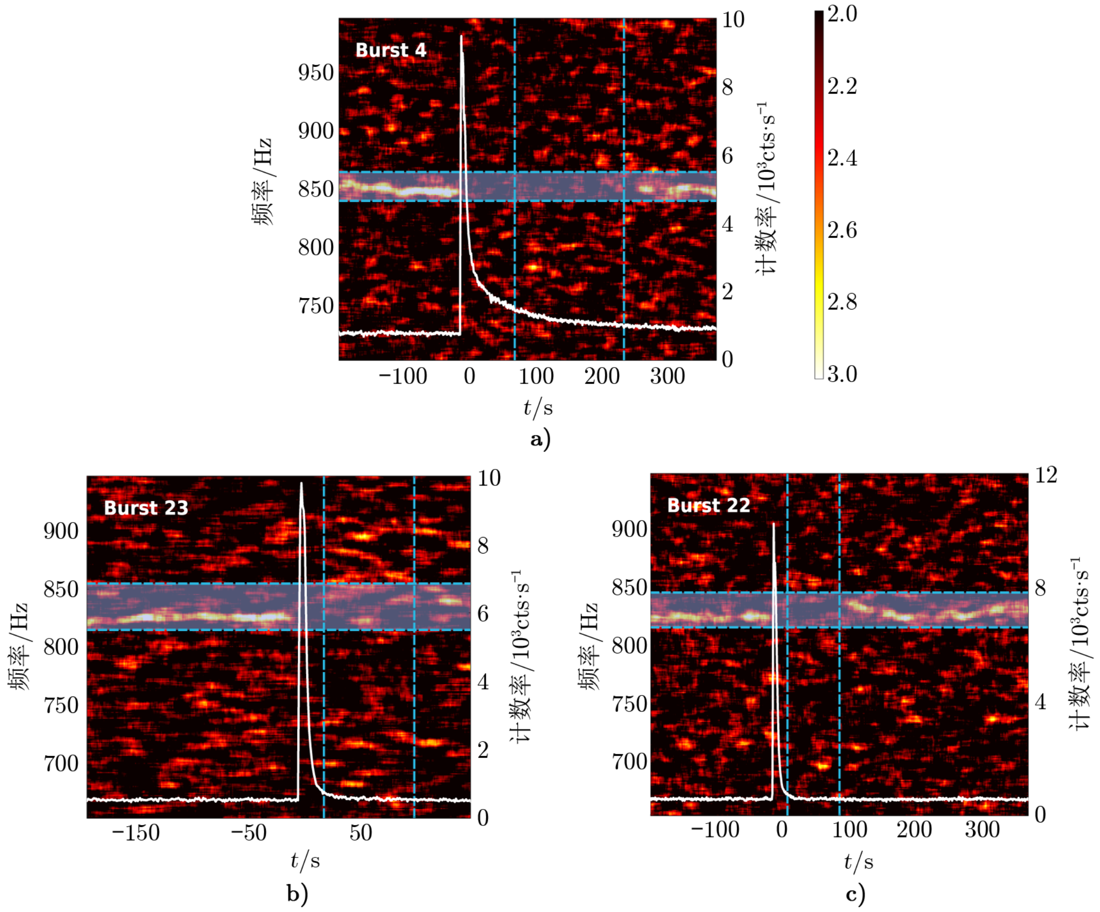
kHz QPO 的物理起源尚未确定，但通常认为是在靠近中子星表面或在吸积盘的内边缘产生的，这些区域很可能暴露在 X 射线暴的强烈辐射下，因此 kHz QPO 可能会受到暴的影响。Yu 等人[52]研究了 RXTE 观测的 Aql X−1 中的 X 射线暴，发现暴结束后的 X 射线流量比暴开始前下降了 10%，与此同时，kHz QPO 频率从暴开始前的 (813 ± 3) Hz 降低到暴结束后的 (776 ± 4) Hz。他们认为是X 射线暴导致了吸积率的下降，从而降低了 kHz QPO 的频率。

Peille 等人[53]通过 kHz QPO 研究了 X 射线暴与吸积盘之间的相互作用，他们选择 4U 1636−536 的 10 次暴和 4U 1608−522 的 5 次暴来追踪 kHz QPO 信号。在一个较长的 X 射线暴中 (图 7 a))，暴开始后约 200 s 内未检测到 kHz QPO，在另外两个暴中 (图 7 b) 和 c))，暴开始后约 100 s 内未发现 kHz QPO，而源的辐射已经衰减到暴前 kHz QPO 能够被检测到的水平。在其余的 12 次暴中，kHz QPO 只在暴开始后约 $20 \sim 30$ s 的时间内消失。他们发现 X 射线暴期间的吸积率会增强，认为吸积盘耗尽可以解释约 100 s 的 kHz QPO 的消失。然而，盘恢复的时间大于 100 s，超过了大多数暴中 kHz QPO 恢复的时标。因此，他们更倾向于另一种解释，即吸积盘的内边缘部分被 X 射线暴加热而膨胀[41]，从而抑制了 kHz QPO 的产生。

2.5 X 射线暴与冕的相互作用

冕是 NS LMXBs 周围的热等离子体，它通过逆康普顿过程散射来自中子星表面或吸积盘的软光子，从而产生硬 X 射线。目前，NS LMXBs 中冕的位置和结构还有争议，它可能覆盖在吸积盘的表面，也可能位于吸积盘的内边缘[54, 55]。冕的形成过程也不清楚，可能来自于盘的蒸发或磁重连过程。对于蒸发模型[56]，冕的形成是通过与吸积盘之间的热传导来实现。由于冕的温度高于吸积盘，它会将能量传递给吸积盘，在这个过程中，靠近冕的地方，部分吸积盘的物质会蒸发到冕中。而在磁重连模型中[57, 58]，中子星附近的冕与太阳的日冕类似。大尺度磁场穿过吸积盘，磁感线在吸积盘的交点固定在不同的盘半径上，不同半径处的切向速度不同，较差转动将扭曲磁感线，从而引发磁重连。X 射线暴可以作为探针研究冕的性质。

Maccarone 和 Coppi[24]注意到，在 Aql X−1 的 X 射线暴峰值处，硬 X 射线 ($30 \sim 60$ keV) 出现了缺失现象，其显著性为 2σ。他们认为，硬 X 射线的缺失是通过逆康普顿散

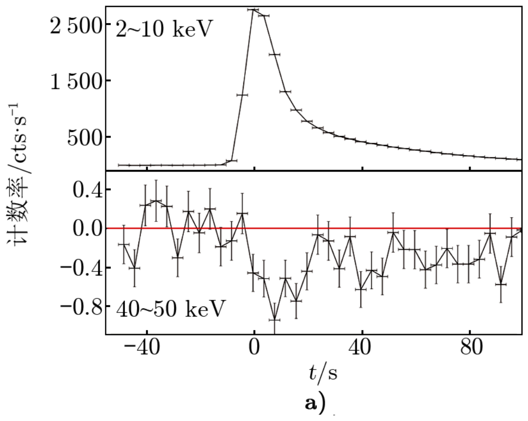


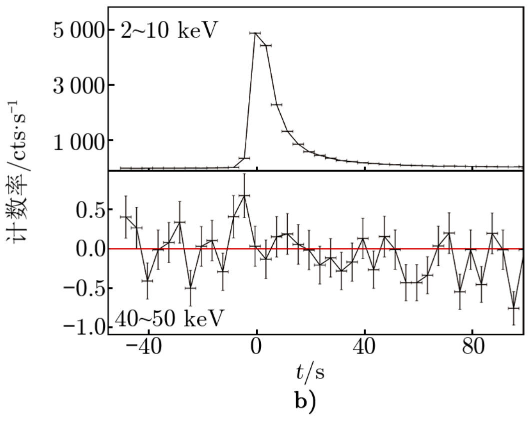
注：RXTE 在 4U 1636−536 中检测到的 X 射线暴的光变曲线 (白线) 和动态功率密度谱，功率以 2 (黑色) 和 3 (白色) 之间的线性比例进行颜色编码。a) 表示 X 射线暴开始后约 200 s 的时间内未检测到 kHz QPO，b) 和 c) 表示 X 射线暴开始后约 100 s 的时间内未检测到 kHz QPO。

图 7　4U 1636-536 中 X 射线暴的光变曲线和动态功率密度谱[53]

射过程，冕被 X 射线暴产生的软光子冷却所致。Chen 等人[59]在研究 Aql X−1 更大的 X 射线暴样本时，发现了类似的缺失现象，并且发现该缺失依赖于能谱态。如图 8 所示，当能谱处于低硬态时，X 射线暴期间的高能 (40 ∼ 50 keV) X 射线流量出现明显的缺失现象，随着 X 射线暴的结束，这些缺失逐渐消失；而当能谱处于软态时，未发现这类现象。这可能是由于软态时硬 X 射线流量本身很弱，难以观测是否发生缺失[59]。源 IGR 17473−2721 中也发现了硬 X 射线缺失现象[25]。该源在 2008 年的爆发中，经历了硬态-软态-硬态的演化，最后进入宁静态。大多数 X 射线暴是在爆发初期的硬态被观测到，这些暴叠加之后，可看到X 射线暴峰值周围明显存在 30 ∼ 50 keV 流量缺失；然而，在爆发结束前的硬态 (即在源经历了软态后)，没有检测到这种缺失。Ji 等人在 4U 1636−536 和 GS 1826−238 中也发现了硬 X 射线缺失[60, 61]。他们还搜索了其他 17 个 NS LMXBs，以寻找类似的现象，最终发

现在 KS 1731−260 和 4U 1705−44 中存在硬 X 射线缺失，这两颗源的软态 X 射线暴和其他 15 个源中没有发现这类现象[62]。他们认为硬 X 射线缺失可能与吸积几何形状 (例如冕的高度) 或 X 射线暴的性质有关，例如，黑体温度较高的 X 射线暴将产生显著的硬 X 射线流量，可能抑制了冕冷却造成的硬光子缺失。Kajava 等人[63]通过 INTEGRAL/ISGRI 研究 4U 1728−34 的 123 次硬态 X 射线暴叠加的样本时，发现 40 keV 能段以上的 X 射线暴流量明显低于持续流量，其中 40 ∼ 50 keV 能段流量下降的显著性约为 3.4σ，50 ∼ 80 keV 能段约为 1.8σ。这与 Ji 等人[62] 的结果不同，之前 Ji 等人在该源中未检测到此现象，可能与 RXTE/PCA 和 INTEGRAL/ISGRI 仪器在 40 ∼ 50 keV 能段的不同响应以及它们受到背景的影响不同有关[63]。以上这些观测证据都来自于 RXTE/PCA 或 INTEGRAL，由于它们在高能段的有效面积相对较小，很难在单次典型暴中观测到明显的硬X射线缺失现象，需要叠加数十或数百次暴来研究。中国首颗高能X射线望远镜 HXMT 具有大探测面积和宽能段特点，它首次在 4U 1636−536 的单次 X 射线暴中发现了硬 X 射线缺失现象[64]。这个暴的持续时间约 13 s，在 40 ∼ 70 keV 能段中存在硬 X 射线缺失，其显著性为 6.2σ，这与之前 RXTE/PCA 检测到的 4U 1636−536 的多个 X 射线暴叠加的结果一致，表明 HXMT 在研究 X 射线暴的高能辐射方面具有显著的优势。





注：a) 表示 Aql X−1 在硬态的 22 次非 PRE 暴叠加的光变曲线，b) 表示该源在软态的 11 次 PRE 暴叠加的光变曲线。每个数据点为减去持续辐射后的结果。

图 8 Aql X−1 在硬态和软态的 X 射线暴的光变曲线[59]

想要观测到硬 X 射线缺失现象，需要冕相对于中子星存在一个较大的张角，这样冕能接收到足够的软光子来引起冷却。有几个因素可以决定是否存在较大张角，一是冕的位置，冕可以覆盖在吸积盘的表面，也可以集中在盘的内边缘，后者比前者更易被冷却。对于源在爆发后期的硬态 X 射线暴中未观测到硬 X 射线缺失，可以用蒸发模型来解释。在爆发初期的硬态，由于没有内盘，冕相对于中子星的张角较大，较易被 X 射线暴的软光子冷却。当源经历了软态后，在爆发后期过渡到硬态时，吸积盘可能比爆发初期的硬态延伸得更远，所以冕覆盖在盘的表面，将获得足够多的盘光子供应，以产生相对较强的硬 X 射线，在这种结构中，冕对中子星的张角相比爆发初期的硬态时更小，以至于它被 X 射线暴冷却的程度

也较小。因此，硬 X 射线的缺失在爆发初期的硬态比在爆发后期的硬态更显著[35]。另一个因素是冕到中子星的距离，在爆发后期的硬态，吸积盘比爆发初期距离中子星更远，此时冕相对于中子星的张角较小，因此，观测到的硬 X 射线缺失不显著[25]。

Chen 等人[25]对 IGR J17473−2721 的观测发现，在 X 射线暴上升阶段，冕被迅速冷却，在衰减阶段，又被快速加热，这表明冕没有完全覆盖中子星，而且冕的瓦解和形成时标短至数秒。在传统的盘蒸发理论中，冕演化的时间以天为量级，该理论可以解释冕在长时标的态转换中的演化行为，但很难解释如此短的时标的演化。而磁重连模型能合理解释冕的快速冷却和再加热过程。因此，IGR J17473−2721 的短时标硬 X 射线缺失现象倾向于支持磁重连模型[25]。

X 射线暴能暂时冷却冕区，当暴结束后，冕区的辐射恢复到暴前水平。频繁发生的 X 射线暴，可能影响中子星 LMXB 的谱态演化。吸积毫秒脉冲星 SAX J1748.9−2021 在 2015 年经历了一次爆发，多个望远镜 (Swift, INTEGRAL, XMM-Newton 等) 对其进行了监测。在爆发过程中，该源从硬态演化到软态，演化时标约 0.5 d，这是迄今为止观测到的最快的态转换过程。与此同时，该源爆发时伴随多次 X 射线暴，Li 等人[65]认为，频繁的 X 射线暴产生了大量的软 X 射线光子，这些光子冷却热的冕区，加速了该源从硬态到软态的演化过程。

3　NICER 的最新进展

2017 年 6 月，中子星内部成分探测器 (NICER) 成功地安装在国际空间站上，它的主要科学目标是通过测量中子星的质量和半径来研究星体的物质状态和内部结构。该探测器提供了 $0.2 \sim 12$ keV 的观测能段，在1.5 keV 处的有效面积超过 2 000 cm^2，在 1 keV 处的能量分辨率约为 85 eV，时间分辨率小于 300 ns，优于 RXTE 25 倍左右，且在 10 keV 以下，它的灵敏度是 RXTE 的 30 倍左右。由于 NICER 在低能段观测方面的显著优势，很适合用来研究 X 射线暴和中子星周围物质的相互作用，如研究持续辐射的改变、吸积盘反射和 kHz QPOs 的变化等。以下是 NICER 相关观测的最新进展。

Keek 等人[66]研究了 2017 年 NICER 在 Aql X−1 中观测到的 X 射线暴，他们首先用标准方法拟合了暴在峰值期间的能谱，结果显示软超出。为了解释软超出，他们分别用 f_{a} 模型和反射模型进行能谱拟合，发现这两种模型都能改进拟合质量。因此，他们认为 X 射线暴中同时出现了持续流量的增强和吸积盘反射现象。从已知的盘截断半径判断，至少有三分之一的超出部分是盘反射产生的。值得注意的是，之前仅在中等持续暴和超暴中发现反射成分，得益于 NICER 软 X 射线能段优异的探测能力，这是人们首次在典型暴中发现这类现象。

Strohmayer 等人[67]研究了 NICER 于 2017 年 8 月在 4U 1820−30 中观测到的 PRE 暴。根据 PRE 的强度将 4 个暴分为两对暴，较强的两个暴 (第一对暴)的黑体温度 $kT_{\mathrm{bb}} \approx$ 0.6 keV，黑体半径 $R_{\mathrm{bb}} \approx 100$ km；较弱的两个暴 (第二对暴) 具有更高的黑体温度 ($kT_{\mathrm{bb}} \approx$

0.67 keV) 和更小的黑体半径 ($R_{\rm bb} \approx 75$ km)。他们分别叠加两对暴，在能谱 1 keV 附近发现了一条明显的发射线，以及在 1.7 keV 和 3.0 keV 附近各发现了一条吸收线。值得注意的是，与第二对暴相比，第一对暴的发射线和吸收线的中心能量都较高，即第一对暴的所有谱线中心能量都系统地蓝移了 0.046 ± 0.006，这可能是引力红移和 X 射线暴驱动的星风引起的多普勒蓝移两种效应共同作用的结果。

2019 年 8 月 21 日，NICER 观测到来自 SAX J1808.4−3658 的一次明亮的 X 射线暴[68]。从该暴的光变曲线可看出，在暴的上升过程中有一个明显的停顿，且此暴是一个双峰暴。拟合 X 射线暴能谱发现，残差中有明显的软超出，使用双黑体模型后，能谱拟合得到改善，但在 1 keV 和 6.7 keV 附近仍观测到显著的发射特征，这些发射特征表明存在吸积盘反射成分。反射模型能明显改进拟合质量，但不能完全解释 1 keV 附近观测到的发射特征，这可能是因为模型中没有加入其他元素 (例如，Ne)。这些较强的反射信号，表明吸积盘结构受到了 X 射线暴的显著影响。

2020 年 6 月，NICER 在 IGR J17062−6143 中观测到一次明亮的中等持续暴，Bult 等人[69]分析了该暴的能谱。结果表明，持续辐射流量在暴结束后的三天内暂时下降，且低于暴前水平，他们认为是 X 射线暴导致了吸积盘物质的减少，盘需要一段时间才能恢复。他们还在 X 射线暴能谱中发现了 0.63 keV 的弱发射线和 1 keV 的强发射线，这两条发射线有共同的起源，可能来自于 X 射线暴导致的外流或盘反射，并且 1 keV 附近的发射线是几条窄线的叠加。此外，他们在 X 射线暴能谱 3.4 keV 附近观测到较显著的吸收线，这条线可能来源于中子星表面燃烧的灰烬，例如 ^{40}Ca 或 ^{44}Ti，对应的中子星表面引力红移分别为 0.21 和 0.46。

Zhao 等人[70]分析了 NICER 于 2017 年在 4U 1636−536 中观测到的两次 PRE 暴。他们发现两个暴的能谱在 1.5 keV 以下和 5 keV 以上明显偏离黑体模型。通过引入 $f_{\rm a}$ 模型或最新的盘反射模型 (relxillNS 模型，它结合了反射和相对论性展宽[71, 72])，能谱拟合得到明显改善。$f_{\rm a}$ 模型和盘反射模型分别给出了显著超出或低于 RXTE 观测的 PRE 暴峰值流量。基于此，他们判断两次 X 射线暴中都同时出现了坡印亭-罗伯逊效应和盘反射，盘反射贡献 X 射线暴辐射的 $20\% \sim 30\%$。

4 总结与展望

X 射线暴发生时，在短时间内释放出大量的光子，这些光子会影响中子星周围的物质。我们回顾了 X 射线暴与中子星周围物质的相互作用，包括坡印亭-罗伯逊效应引起的持续辐射增强，X 射线暴能谱中的吸收限特征用来测量中子星表面的引力红移，通过能谱中的反射特征研究暴对吸积盘的影响，kHz QPO 信号在暴开始后消失和重现反映了吸积盘内区结构的变化，暴期间利用硬 X 射线缺失现象研究冕的结构和形成机制。

X 射线暴和中子星周围物质的相互作用非常复杂，还有诸多问题有待解答。例如，传统的能谱分析不能检测到持续能谱的形状在 X 射线暴期间的变化，对此，NMF 在这方面

具有良好的前景，它能分离持续辐射和 X 射线暴成分，更详细地研究持续辐射的变化。在 X 射线暴中通常同时观测到吸积盘反射成分和坡印亭-罗伯逊效应，但由于 NICER 的能段不够宽，目前这两者难以区分。吸收限能量能够用来测量中子星的质量和半径，但在实际的观测中，证认吸收限的能谱特征具有一定的挑战性。未来的 X 射线卫星 eXTP[73] 或 STROBE-X[74] 非常有希望解决以上问题，这两颗卫星具有宽能段 ($0.5 \sim 30$ keV)、大有效面积和高能量分辨率的特点，对于进一步研究 X 射线暴与中子星周围物质的相互影响有着重要作用。

参考文献：

[1] Woosley S E, Taam R E. Natur, 1976, 263: 101
[2] Joss P C. Natur, 1977, 270: 310
[3] Fujimoto M Y, Hanawa T, Miyaji S. ApJ, 1981, 247: 267
[4] Heger A, Cumming A, Woosley S E. ApJ, 2007, 665(2): 1311
[5] Lewin W H G, Joss P C. SSRv, 1981, 28(1): 3
[6] Lewin W H G, van Paradijs J, Taam R E. SSRv, 1993, 62(3): 223
[7] Chen W, Shrader C R, Livio M. ApJ, 1997, 491(1): 312
[8] 李臣, 张国宝, 王建, 等. 天文学进展, 2021, 39(1): 29
[9] Grindlay J, Gursky H, Schnopper H, et al. ApJL, 1976, 205: L127
[10] in't Zand J J M, Verbunt F, Kuulkers E, et al. A&A, 2002, 389(2): L43
[11] in't Zand J J M, Cumming A, van der Sluys M V, et al. A&A, 2005, 441(2): 675
[12] Cumming A, Macbeth J, Zand J J M i, et al. ApJ, 2006, 646(1): 429
[13] Cornelisse R, Heise J, Kuulkers E, et al. A&A, 2000, 357: L21
[14] Cumming A, Bildsten L. ApJL, 2001, 559(2): L127
[15] Strohmayer T E, Brown E F. ApJ, 2002, 566(2): 1045
[16] in't Zand J J M. Understanding superbursts. `https://arxiv.org/abs/1702.04899`, 2017
[17] Iwakiri W, Serino M, Mihara T, et al. ATel, 2018, 422: 1
[18] van Paradijs J, Lewin H G. A&A, 1986, 157: L10
[19] Kuulkers E, den Hartog P R, in't Zand J J M, et al. A&A, 2003, 399(2): 663
[20] Galloway D K, Muno M P, Hartman J M, et al. ApJS, 2008, 179(2): 360
[21] in't Zand J J M, Weinberg N N. A&A, 2010, 520: A81
[22] Ballantyne D R, Everett J E. ApJ, 2005, 626(1): 364
[23] Fragile P C, Ballantyne D R, Blankenship A. Nature Astronomy, 2020, 4(5): 541
[24] Maccarone T J, Coppi P S. A&A, 2003, 399(3): 1151
[25] Chen Y P, Zhang S, Zhang S N, et al. ApJL, 2012, 752(2): L34
[26] in't Zand J J M, Galloway D K, Marshall H L, et al. A&A, 2013, 553: A83
[27] Worpel H, Galloway D K, Price D J. ApJ, 2013, 772(2): 94
[28] Worpel H, Galloway D K, Price D J. ApJ, 2015, 801(1): 60
[29] Walker M A. ApJ, 1992, 385: 642
[30] Ji L, Zhang S, Chen Y P, et al. ApJ, 2014, 791(2): L39
[31] Stahl A, Kluźniak W, Wielgus M. A&A, 2013, 555: A114
[32] Mishra B, Kluźniak W. A&A, 2014, 566: A62
[33] Keek L, Ballantyne D R, Kuulkers E, et al. ApJ, 2014, 789(2): 121
[34] Degenaar N, Koljonen K I I, Chakrabarty D, et al. MNRAS, 2016, 456(4): 4256

[35] Degenaar N, Ballantyne D R, Belloni T, et al. Space Sci Rev, 2018, 214(1): 15
[36] Weinberg N N, Bildsten L, Schatz H. ApJ, 2006, 639(2): 1018
[37] Kajava J J E, Nättilä J, Poutanen J, et al. MNRAS, 2017, 464(1): L6
[38] Nättilä J, Suleimanov V F, Kajava J J E, et al. A&A, 2015, 581: A83
[39] Li Z, Suleimanov V F, Poutanen J, et al. ApJ, 2018, 866(1): 53
[40] Ballantyne D R. MNRAS, 2004, 351(1): 57
[41] Ballantyne D R, Strohmayer T E. ApJL, 2004, 602(2): L105
[42] Keek L, Ballantyne D R, Kuulkers E, et al. ApJL, 2014, 797(2): L23
[43] Degenaar N, Miller J M, Wijnands R, et al. ApJL, 2013, 767(2): L37
[44] in't Zand J J M, Kries M J W, Palmer D M. A&A, 2019, 621: A53
[45] Keek L, Iwakiri W, Serino M, et al. ApJ, 2017, 836(1): 111
[46] Kong A K H, Homer L, Kuulkers E, et al. MNRAS, 2000, 311(2): 405
[47] Paul B, Archana M, Saripalli L. Bulletin of the Astronomical Society of India, 2012, 40: 93
[48] Vincentelli F M, Cavecchi Y, Casella P, et al. MNRAS, 2020, 495(1): L37
[49] van der Klis M. ARA&A, 1989，27：517
[50] van der Klis M, SWank J H, Zhang W, et al. APJ, 1996, 469(1): Ll
[51] Strohmayer T, Zhang W, SWank J H, et al. APJ, 1996, 469(1)：L9
[52] Yu W, Li T P, Zhang W, et al. ApJ, 1999, 512(1): L35
[53] Peille P, Olive J F, Barret D. A&A, 2014, 567: A80
[54] White N E, Stella L, Parmar A N. ApJ, 1988, 324: 363
[55] Mitsuda K, Inoue H, Nakamura N, et al. PASJ, 1989, 41: 97
[56] Meyer F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 1994, 288: 175
[57] Zhang S N, Cui W, Chen W, et al. Science, 2000, 287: 1239
[58] Liu B F, Taam R E, Meyer-Hofmeister E. ApJ, 2007, 671(1): 695
[59] Chen Y P, Zhang S, Zhang S N, et al. ApJ, 2013, 777(1): L9
[60] Ji L, Zhang S, Chen Y P, et al. MNRAS, 2013, 432(4): 2773
[61] Ji L, Zhang S, Chen Y P, et al. ApJ, 2014, 782(1): 40J
[62] Ji L, Zhang S, Chen Y P, et al. A&A, 2014, 564: A20
[63] Kajava J J E, Sánchez-Fernández C, Kuulkers E, et al. A&A, 2017, 599: 89
[64] Chen Y P, Zhang S, Qu J L, et al. ApJL, 2018, 864(2): L30
[65] Li Z, De Falco V, Falanga M, et al. A&A, 2018, 620: A114
[66] Keek L, Arzoumanian Z, Bult P, et al. ApJL, 2018, 855(1): L4
[67] Strohmayer T E, Altamirano D, Arzoumanian Z, et al. ApJL, 2019, 878(2): L27
[68] Bult P, Jaisawal G K, Güver T, et al. ApJL, 2019, 885(1): L1
[69] Bult P, Altamirano D, Arzoumanian Z, et al. ApJ, 2021, 920(1): 59
[70] Zhao G, Li Z, Pan Y, et al. A&A, 2022, 660: A31
[71] García J, Dauser T, Lohfink A, et al. ApJ, 2014, 782(2): 76
[72] Dauser T, García J, Parker M L, et al. MNRAS, 2014, 444(1): L100
[73] Zhang S N, Feroci M, Santangelo A, et al. Proc. SPIE, 2017, 9905: 505
[74] Ray P S, Arzoumanian Z, Brandt S, et al. Proc. SPIE, 2018, 10699: 19

The Research Progress of the Interaction between Type I X-ray Burst and Matter around Neutron Stars

LIU Yan-mei[1], PAN Yuan-yue[1], LI Zhao-sheng[1]

(1. Key Laboratory of Stars and Interstellar Medium, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

Abstract: Type I X-ray bursts are unstable nuclear burning processes that occur on the surface of neutron star in low-mass X-ray binary. The radiation of type I X-ray bursts can have significant effects on matter around neutron stars. We review the observations and theoretical interpretations of the interaction between type I X-ray bursts and matter around neutron stars, including the increased accretion rate caused by the Poynting-Robertson effect, the absorption edge features in the burst spectra, the accretion disk reflection features, the disappearance and emergence of the kHz QPO(quasi-periodic oscillation) signal during bursts, the hard X-ray flux deficit due to the coronal cooling. Furthermore, we also present recent progress from NICER observations.

Key words: type I X-ray burst; accretion disk; corona